

МЕТОДИКА ПРЕЦИЗИОННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ ЧАСТОТ БЕТАТРОННЫХ КОЛЕБАНИЙ
В РЕЖИМЕ МЕДЛЕННОГО ВЫВОДА ЧАСТИЦ ИЗ СИНХРОТРОНА

Э. Л. Артемьева, Д. А. Башмаков,
К. Н. Шорин, А. С. Яров

Медленный вывод ускоренных частиц из современных циклических ускорителей характеризуется использованием резонансов бетатронных колебаний /1/ для забрасывания частиц в выводные устройства. В процессе ускорения рабочая точка ускорителя, т.е. совокупность значений приведенных частот бетатронных колебаний по радиусу r и вертикали z $Q_{r,z} = f_{r,z}/f_0$ (где $f_{r,z}$ - соответствующие частоты бетатронных колебаний в сек^{-1} , а f_0 - частота обращения частиц, также в сек^{-1}), должна быть достаточно удалена от резонансов. Для вывода рабочую точку изменить по заданному закону так, чтобы одна из частот $Q_{r,z}$ (обычно Q_r) приняла желаемое резонансное значение. В этом режиме контроль частот колебаний должен осуществляться с более высокой точностью, чем при ускорении, в то время как изменение частот создает дополнительные трудности для измерений и контроля. В большинстве случаев точность измерения частот бетатронных колебаний в режиме вывода порядка $0,1 \pm 0,2\%$ необходима, а возможность ее повышения желательна.

Ниже описаны методика и некоторые результаты эксперимента в синхротроне ФИАН с максимальной энергией 680 Мэв, где при скорости изменения частоты $(1/Q_r)(dQ_r/dt) = 3 \cdot 10^{-3} \text{мсек}^{-1}$ точность измерений величины Q_r составила $\sim 5 \cdot 10^{-2}\%$ и может быть, как показано, еще увеличена.

Основу примененной авторами методики составляет известный способ /2/ измерения бетатронных частот, использующий резонансную раскачку колебаний высокочастотным полем. В отличие от уже

описанных вариантов упомянутого способа /3/, /4/ в данной работе была применена скоростная киносъемка создаваемого синхронным излучением изображения пучка /5/ с последующим прецизионным фотометрированием кинограмм. В сочетании с расчетом соответствующей характеристики процесса раскачки особенности описываемого эксперимента обеспечили не только возможность измерения бетатронных частот в процессе их изменения, но и достижение высокой точности.

Для измерения частот бетатронных колебаний принято использовать целые резонансы, условием возникновения которых является, в частности, равенство

$$f_p = (1 - Q_{T,S})f_0, \quad (1)$$

где f_p - частота возмущающего высокочастотного поля. Рассмотрим поведение амплитуд a бетатронных колебаний в процессе их высокочастотной раскачки в условиях изменения частоты Q по закону $Q = f_p/f_0 + \alpha\theta$, где θ - азимут цилиндрической системы координат ускорителя, при условии $\alpha\theta \ll f_p/f_0$. Уравнение движения частиц представим в виде

$$\ddot{x} + Q^2x = G(\theta), \quad (2)$$

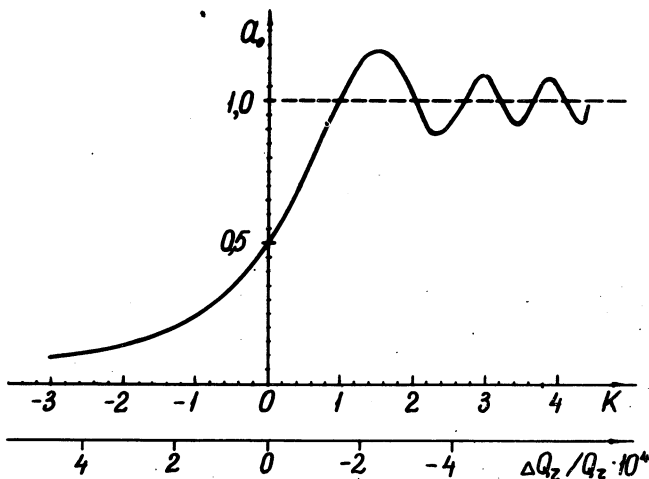
где x - отклонение частиц от равновесной орбиты по радиусу или вертикали, $G(\theta) = g\cos(f_p/f_0)\theta$ - резонансная гармоника разложения в ряд Фурье высокочастотного возмущения, локализованного, как обычно /2/, на небольшом участке орбиты протяженностью $\Delta\theta$. Предоставив решение уравнения (2) в виде $x = a\cos[(f_p/f_0)\theta + \psi]$, воспользовавшись в процессе решения каноническими переменными $X = a\cos\psi$, $Y = -a\sin\psi$ и рассматривая частицы, для которых $a = 0$ вдали от резонанса, получим для амплитуды a бетатронных колебаний выражение:

$$a = \xi_0 \sqrt{\frac{\pi}{2\alpha} \cdot \left[\frac{|g|}{2\theta} + s(\alpha\theta^2) \right]^2 + \left[\frac{|g|}{2\theta} + c(\alpha\theta^2) \right]^2}, \quad (3)$$

где $s(\alpha\theta^2)$ и $c(\alpha\theta^2)$ - интегралы Френеля, а $\xi_0 = g\Delta\theta f_0 / 2\pi f_p$.

Рис. I иллюстрирует выражение (3). Здесь по оси ординат отложена безразмерная величина $a_0 = a\sqrt{\alpha}|/\xi_0\sqrt{\pi}$, а по оси абсцисс - величина $k = \theta\sqrt{\alpha}|$, учитывающая одновременно отличие частоты Q от ее резонансного значения f_p/f_0 и приведенную скорость

$dQ/d\theta = \alpha$ ее изменения. Нижняя шкала оси абсцисс показывает соответствующее изменение $\Delta Q_z/Q_z$ частоты Q_z для наиболее трудных ($dQ_z/dt = 3 \cdot 10^{-3}$ мсек $^{-1}$) условий описываемых опытов. Если на кривой рис. 1 не учитывать небольшие биения амплитуды a отно-

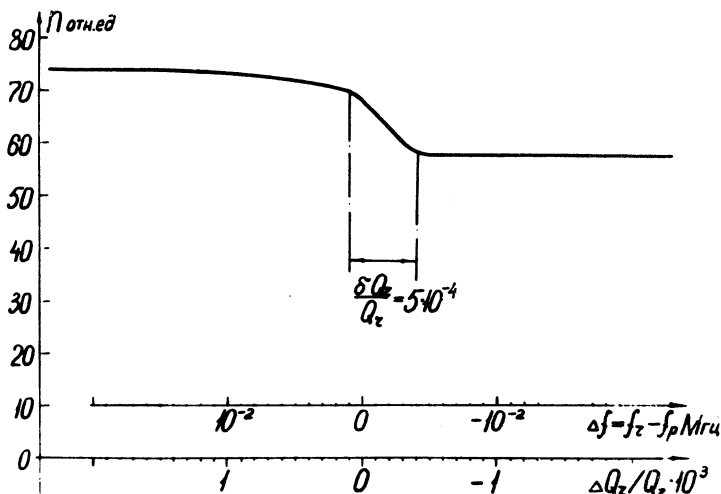


Р и с. 1. Изменение амплитуды бетатронных колебаний при прохождении через резонанс (расчет согласно выражению (2)).

сительно ее установившегося значения, то, с точностью $\sim 5 \cdot 10^{-4}$, скачок амплитуды a в результате прохождения через резонанс (при $K = 0$) можно считать мгновенным. Такую же величину $\sim 5 \cdot 10^{-4}$ составит и точность измерений частоты Q_z , если окажется возможным экспериментально обнаружить этот скачок и привязать его к соответствующей фазе процесса изменения частоты Q_z . При возможности наблюдать в эксперименте отдельные фазы процесса резонансной раскачки точность измерений может быть еще увеличена.

В проведенном на синхротроне ФИАН эксперименте по измерению частоты Q_z необходимое высокочастотное возмущение ($f_p = 10$ МГц) создавалось с помощью пары плоских двухвитковых катушек размером 20 x 20 см, размещаемых вне камеры ускорителя симметрично относительно средней магнитной плоскости. Частота возмущения f_p задавалась генератором стандартных сигналов и измерялась, как и час-

тока f_0 , гетеродинамным волномером. Необходимое изменение частоты Q_z для перевода рабочей точки в режим вывода обеспечивалось импульсом тока в градиентной обмотке ускорителя. Кинოსъемка по-



Р и с. 2. Изменение плотности частиц (n) вблизи равновесной орбиты, вызванное прохождением через резонанс (эксперимент).

перечного сечения пучка осуществлялась скоростной кинокамерой СКС-1М с удаленной кадрирующей призмой. В этом режиме киносъемка фиксировала изменение лишь радиального распределения ускоряемых частиц, что обеспечило максимальное временное разрешение наблюдаемых явлений. Фотометрирование кинограмм проводилось на микрофотометре МФ-4, а его результаты в ряде случаев пересчитывались в соответствующее распределение плотности ускоряемых частиц.

На рис. 2 приведен результат фотометрирования кинограммы (с последующим пересчетом на плотность частиц) вдоль оси времени. Для максимального сближения условий опыта с условиями расчета по формуле (3) данные для кривой рис. 2 взяты из весьма узкой по радиусу области, непосредственно примыкающей к равновесной орбите. Ось абсцисс кривой рис. 2 отградуирована в частотах f_p

возмущающего поля. На оси ординат - плотность n частиц в относительных единицах. Приведенная кривая соответствует скорости $dQ_T/dt = 3 \cdot 10^{-3}$ мсек $^{-1}$. Скачок плотности, наблюдаемый на кривой, соответствует прохождению через резонанс, вызванный высокочастотным возмущением, отвечающим условию (I). Длительность скачка на кривой в единицах $\Delta Q_T/Q_T$ составляет, как и в расчете, (см. рис. 1) $\sim 5 \cdot 10^{-2}\%$. Характер скачка плотности на рис. 2 показывает также очевидную возможность контроля процесса в разных его фазах, и тем самым, возможность дальнейшего увеличения точности измерений.

Авторы благодарны Д. Н. Метальникову за участие в работе на ее начальной стадии.

Поступила в редакцию
20 декабря 1972 г.

Л и т е р а т у р а

1. A. Turgin. Труды международной конференции по электромагнитным взаимодействиям при низких и средних энергиях, Дубна, 1967 г., 4, 23.
2. C. L. Hamner, E. W. Pidd, K. M. Terwilliger. Rev. Sci. Instr., 26, 555 (1955).
3. Л. Н. Казанский и др. Препринт ФИАН № 50, 1968 г.
4. В. П. Козин, А. Е. Толстой. Труды VII межвузовской конференции по электронным ускорителям, I, 71 (1970).
5. S. L. Artemjeva et al. Nucl. Instr. and Meth., 52, 325 (1967).